

УДК 519.63 + 533.697.246

## ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЕ КОНСТРУИРОВАНИЕ ТУННЕЛЬНОГО ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ВОЗДУХОЗАБОРНИКА ИЗОЭНТРОПИЧЕСКОГО СЖАТИЯ

В. М. Галкин, Д. А. Внучков\*, В. И. Звегинцев\*

Томский политехнический университет, 634050 Томск, Россия

\* Институт теоретической и прикладной механики  
им. С. А. Христиановича СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия  
E-mails: vlg@tpu.ru, vnuchkov@itam.nsc.ru, zvegin@itam.nsc.ru

Рассматривается метод построения сверхзвукового туннельного осесимметричного воздухозаборника, основанный на задаче обращенного течения в кольцевом сопле с изоэнтропическим расширением. Для построения контура сопла используется метод характеристик. Рассчитаны параметры одного из построенных воздухозаборников для случаев течения вязкого и невязкого газов.

**Ключевые слова:** сверхзвуковое течение, туннельный осесимметричный воздухозаборник, уравнения Эйлера, метод характеристик, изоэнтропическое расширение, вязкое течение.

DOI: 10.15372/PMTF20150509

**Введение.** В общем случае воздухозаборник воздушно-реактивного двигателя должен тормозить набегающий поток воздуха с минимальными потерями полного давления. Известно, что уменьшение потерь полного давления достигается при торможении сверхзвукового потока в системе с большим количеством последовательно расположенных косых скачков уплотнения. В пределе такая система превращается в набор бесконечно слабых волн возмущения (характеристик), обеспечивающих изоэнтропическое торможение потока.

Разработке воздухозаборников на основе изоэнтропического торможения посвящено большое количество работ (см., например, [1–4]). Во всех известных работах рассматриваются воздухозаборники с поверхностями изоэнтропического сжатия, на которые набегают невозмущенный поток или поток после поворота в начальном скачке уплотнения.

В данной работе предлагается методика построения поверхности изоэнтропического торможения после поворота набегающего потока в веере волн разрежения. Необходимость рассмотрения подобной задачи возникает при разработке так называемых туннельных, или утопленных воздухозаборников, которые не имеют элементов, выступающих за внешние поверхности корпуса летательного аппарата [5, 6].

Известно, что поворот сверхзвукового потока в отсутствие выступающих элементов воздухозаборника возможен только в веере волн разрежения. На рис. 1,а показан вариант туннельного воздухозаборника при начальном повороте потока на угол  $\theta$  в веере волн

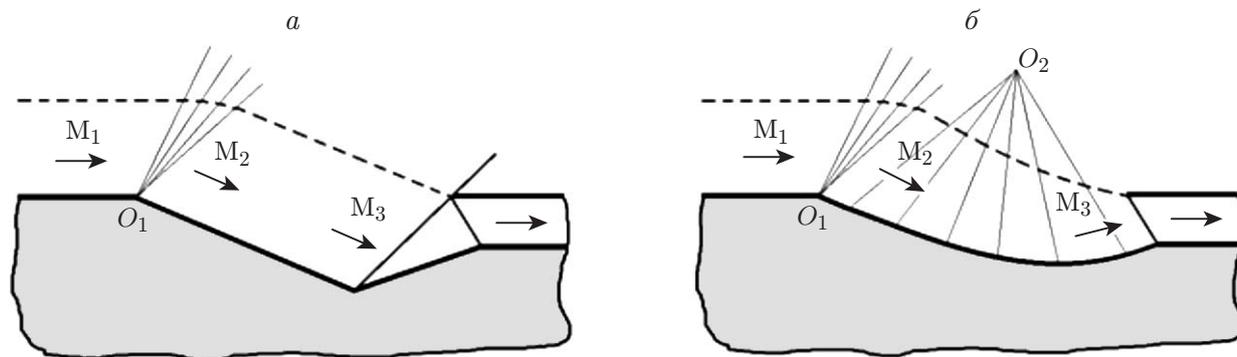


Рис. 1. Варианты сверхзвуковых туннельных воздухозаборников:

*a* — воздухозаборник, реализующий торможение потока в скачках уплотнения; *б* — воздухозаборник, реализующий изоэнтропическое торможение потока; прямые линии — характеристики;  $M_1$  — число Маха набегающего потока;  $M_2$  — число Маха после поворота;  $M_3$  — число Маха после изоэнтропического торможения;  $O_1$  — угловая точка;  $O_2$  — точка фокусировки характеристик

разрежения в окрестности угловой точки  $O_1$ . После поворота потока число Маха увеличивается от значения  $M_1$  до значения  $M_2$ , вследствие чего последующее торможение в скачках уплотнения приводит к значительным потерям полного давления в канале воздухозаборника. Поэтому туннельные воздухозаборники не используются в реальных летательных аппаратах.

Существенного улучшения характеристик туннельного воздухозаборника можно достичь, если торможение потока за волной разрежения осуществляется не в скачках уплотнения, а в изоэнтропическом течении сжатия. На рис. 1, *б* показан вариант туннельного воздухозаборника, в котором реализуется изоэнтропическое торможение потока в волне, центрированной относительно точки  $O_2$ . В предлагаемом варианте воздухозаборника число Маха потока уменьшается от значения  $M_2$  до значения  $M_3$  без потерь полного давления, что обеспечивает улучшение характеристик потока в канале воздухозаборника.

Для построения туннельного осесимметричного воздухозаборника в данной работе используется обращенное течение в кольцевом осесимметричном сопле, схема которого показана на рис. 2. В соответствии с этой схемой равномерный исходный поток с числом Маха  $M_3$  течет справа налево из кольцевой щели между элементом обечайки  $BW$  и центральным телом  $LDA$ . Вблизи угловой точки  $L$  поток разворачивается в веере волн разрежения  $BLW$ , выходит из-под элемента цилиндрической обечайки  $BW$  и разворачивается в веере волн разрежения  $ABD$  вокруг угловой точки  $B$ . После третьего поворота в центрированной волне вокруг угловой точки  $A$  левее характеристики  $AH$  формируется внешний равномерный поток с числом Маха  $M_1$ , текущий параллельно оси цилиндра.

Если направление потока в рассмотренном осесимметричном кольцевом сопле изменить на противоположное (слева направо), то это течение превратится в течение с изоэнтропическим торможением, при котором входное число Маха  $M_1$  уменьшается до значения числа Маха  $M_3$  в минимальном сечении осесимметричного туннельного воздухозаборника. Заметим, что если точки  $A$  и  $D$  поместить на ось симметрии, то получится известное осесимметричное сопло с центральным телом, а после изменения направления течения на противоположное — воздухозаборник изоэнтропического сжатия с центральным телом.

**Постановка задачи построения контура кольцевого сопла.** Рассматривается осесимметричное сверхзвуковое течение идеального (невязкого нетеплопроводного) совершенного газа. Контур центрального тела определяется методом характеристик с исполь-

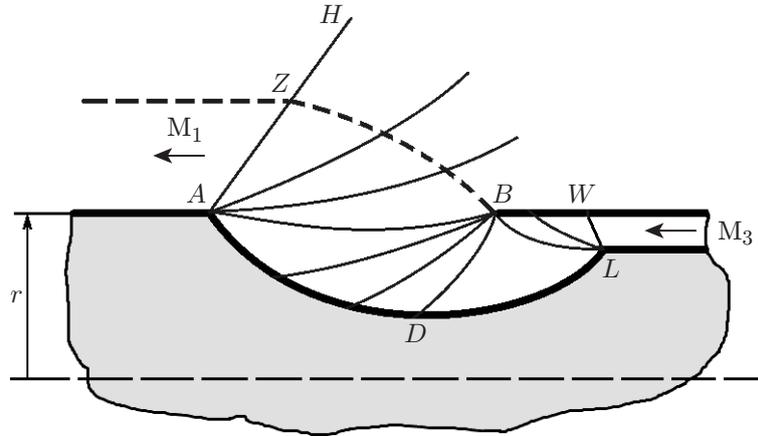


Рис. 2. Схема кольцевого осесимметричного сопла, реализующего изоэнтропическое течение:

$M_1$  — число Маха на выходе из сопла;  $M_3$  — число Маха на входе в сопло;  $L, A, B$  — угловые точки;  $AH$  — характеристика в равномерном внешнем потоке;  $LW$  — характеристика в равномерном потоке в минимальном сечении;  $ZB$  — линия тока, соответствующая относительному расходу, равному единице;  $AB$  — характеристика, пересекающая обечайку и корпус;  $DBL$  — область решения задачи Гурса;  $ADL$  — контур центрального тела;  $BW$  — элемент обечайки;  $r_c$  — радиус корпуса и обечайки

зованием уравнений характеристик  $C^\pm$

$$\frac{dr}{dx} = \operatorname{tg}(\theta \pm \alpha) \tag{1}$$

и условия совместности на них [7]

$$d\theta \pm \frac{\cos^2 \alpha}{(k+1)/2 - \cos^2 \alpha} d\alpha \pm \frac{\sin \alpha \sin \theta}{r \cos(\theta \pm \alpha)} dx = 0. \tag{2}$$

Расход через элемент характеристики определяется из выражения

$$G = 2 \int_{r_1}^{r_2} \rho w r \frac{\sin \alpha}{\sin(\theta \pm \alpha)} dr. \tag{3}$$

Если  $\alpha = \operatorname{const}$  и  $\theta = 0$ , то соотношение (3) принимает вид

$$G = M \left( \frac{k+1}{M^2(k-1)+2} \right)^{(k+1)/(2(k-1))} (r_2^2 - r_1^2). \tag{4}$$

В (1)–(4)  $G$  — расход через элемент характеристики, находящийся между точками 1 и 2;  $x, r$  — продольная и поперечная координаты;  $w^2 = u^2 + v^2$  — модуль скорости;  $u, v$  — проекции вектора скорости на оси  $x, r$ ;  $\rho$  — плотность;  $\alpha$  — угол Маха;  $M$  — число Маха;  $\theta$  — угол наклона вектора скорости к оси  $x$ ;  $k$  — показатель адиабаты.

В данной работе используются безразмерные величины, полученные следующим образом:  $\bar{w} = w/a_*$ ,  $\bar{u} = u/a_*$ ,  $\bar{v} = v/a_*$ ,  $\bar{x} = x/r_c$ ,  $\bar{r} = r/r_c$ ,  $\bar{\rho} = \rho/\rho_*$ ,  $\bar{G} = G/(\pi \rho_* a_* r_c^2)$  ( $r_c$  — радиус цилиндра;  $a_*$  — критическая скорость;  $\rho_*$  — критическая плотность). Далее черта над размерными величинами опускается. Абсцисса точки  $A$  на рис. 2 полагается равной нулю.

Уравнения (1), (2) записываются в конечно-разностном виде. В результате получается система четырех нелинейных уравнений

$$\begin{aligned} \frac{r_3^j - r_2}{x_3^j - x_2} &= \operatorname{tg}(\theta_{23} - \alpha_{23}), & \frac{r_3^j - r_1}{x_3^j - x_1} &= \operatorname{tg}(\theta_{13} + \alpha_{13}), \\ \theta_3^j - \theta_1 + \frac{\cos^2 \alpha_{13}}{(k+1)/2 - \cos^2 \alpha_{13}} (\alpha_3^j - \alpha_1) + \frac{\sin \alpha_{13} \sin \theta_{13}}{r_{13} \cos(\theta_{13} + \alpha_{13})} (x_3^j - x_1) &= 0, & (5) \\ \theta_3^j - \theta_2 - \frac{\cos^2 \alpha_{23}}{(k+1)/2 - \cos^2 \alpha_{23}} (\alpha_3^j - \alpha_2) - \frac{\sin \alpha_{23} \sin \theta_{23}}{r_{23} \cos(\theta_{23} - \alpha_{23})} (x_3^j - x_2) &= 0, \end{aligned}$$

где индексы 1, 2 соответствуют известным параметрам на характеристиках  $C^\pm$ ; индекс 3 соответствует искомым параметрам в точке пересечения характеристик;  $j = 1, 2, \dots$  — номер итерации. Вводя обозначение  $p = (\alpha, \theta, x, r)$ , имеем  $p_{13} = (p_1 + p_3^{j-1})/2$ ,  $p_{23} = (p_2 + p_3^{j-1})/2$ . Полученная система уравнений решалась итерационно, до тех пор пока не было выполнено условие  $\max |p_3^j - p_3^{j-1}| < 10^{-6}$  при  $j > 1$ . На начальной итерации полагалось  $p_3^0 = (p_1 + p_2)/2$ . Уравнение (3) интегрируется численно по формуле трапеции. Более подробно схема решения описана в [8, 9].

Следует отметить, что отсутствует необходимость решать систему (5) для угловых точек, так как уравнение (2) интегрируется в квадратурах и его решение является течением Прандтля — Майера.

**Алгоритм построения кольцевого сопла, в котором реализуется изоэнтропическое течение.** Пусть в качестве независимых параметров заданы число узлов сетки  $N$ , показатель адиабаты  $k$ , число Маха во внешнем равномерном потоке  $M_1$ , число Маха равномерного потока в минимальном сечении  $M_3$ , ордината  $r_H$  точки  $H$ . Тогда схема построения кольцевого сопла (см. рис. 2) методом характеристик имеет следующий вид:

1. С использованием формулы (1) строится равномерная характеристика  $AH$  с параметрами в узлах сетки  $\alpha = \arcsin(1/M_1)$ ,  $\theta = 0$ .

2. Вправо от характеристики  $AH$  по формулам (1), (2) рассчитываются характеристики в центрированной волне вблизи точки  $A$ , до тех пор пока очередная характеристика  $AB$  не пересечет крайнюю точку  $B$  на обечайке.

3. С использованием формулы (3) вычисляется расход  $G$  через характеристику  $AB$ .

4. Вниз от характеристики  $AB$  по формулам (1), (2) рассчитываются характеристики в центрированной волне вблизи точки  $B$ , до тех пор пока угол наклона вектора скорости на очередной характеристике  $BD$  в точке  $B$  не станет равным нулю. При этом вдоль найденных характеристик вычисляются параметры на искомом контуре с использованием формулы (3) и интерполяции расхода  $G$ .

5. Фиксируется значение  $\alpha_B$  угла Маха в точке  $B$  на характеристике  $BD$ .

6. По формуле (4) рассчитывается ордината минимального сечения

$$r_L = \sqrt{1 - \frac{G}{M_3} \left( \frac{k+1}{M_3^2(k-1) + 2} \right)^{(k+1)/(2(1-k))}}.$$

7. По формуле (1) строится характеристика равномерного потока  $LW$  с параметрами в узлах сетки  $\alpha = \arcsin(1/M_3)$ ,  $\theta = 0$ .

8. Влево от характеристики  $LW$  по формулам (1), (2) рассчитываются характеристики в центрированной волне вблизи точки  $L$ , до тех пор пока угол Маха на очередной характеристике  $LB$  в точке пересечения с обечайкой не станет равным  $\alpha_B$ , при этом вычисляется длина обечайки от минимального сечения до точки  $B$ .

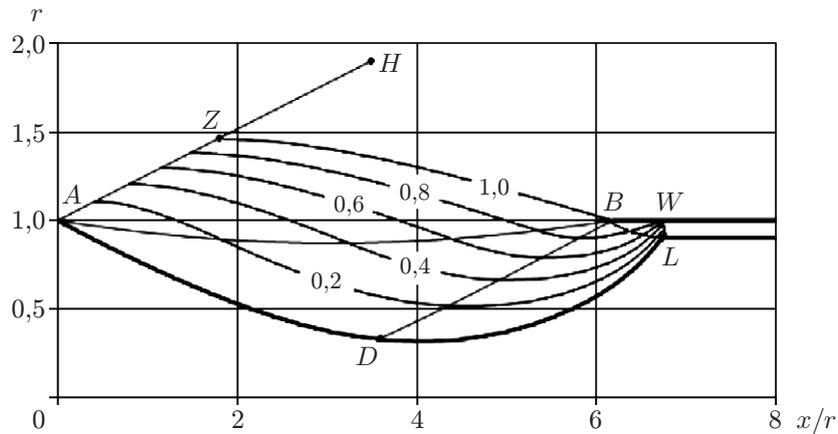


Рис. 3. Результаты расчета контура кольцевого осесимметричного сопла:  $G = 0,2 \div 1,0$  — значения расхода, соответствующие линиям тока

9. С использованием формул (1), (2) и характеристик  $BD$  и  $LB$  в характеристическом треугольнике  $LBD$  решается задача Гурса. Параметры на искомом контуре определяются интерполяцией расхода  $G$  с использованием формулы (3).

10. Если требуется построить кольцевое сопло без угловых точек, то используются промежуточные линии тока. В этом случае длина сопла будет больше, чем в случае сопла с угловыми точками.

На рис. 3 приведены результаты расчета основных характеристик  $C^\pm$  и линий тока при  $N = 100, k = 1,4, M_1 = 4, M_3 = 1,2, r_H = 1,9$ .

**Результаты расчетов контуров кольцевых сопел, в которых реализуется изоэнтропическое течение.** Анализ результатов расчетов методом характеристик показал, что значения расхода  $G$ , определяемые в процессе расчета, ограничены сверху. Это обусловлено как касанием очередной характеристики оси абсцисс при расчете центрированной волны вблизи угловой точки  $A$ , так и нарушением условия изоэнтропичности вследствие пересечения характеристик одного семейства.

На рис. 4 показана зависимость максимального относительного расхода от числа Маха  $M_1$  набегающего потока.

Поскольку максимальный расход ограничен, ограниченными будут и размеры сопла.

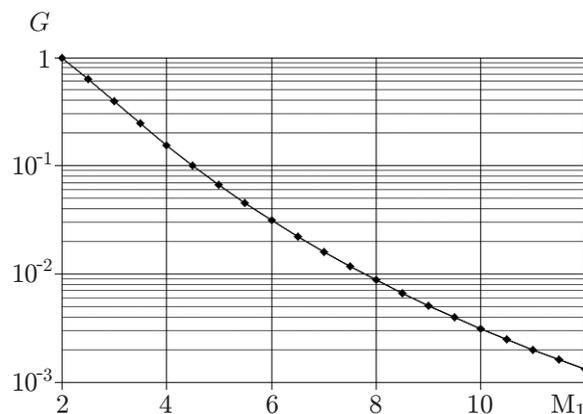


Рис. 4. Зависимость максимального расхода через характеристику  $AB$  от числа Маха набегающего потока

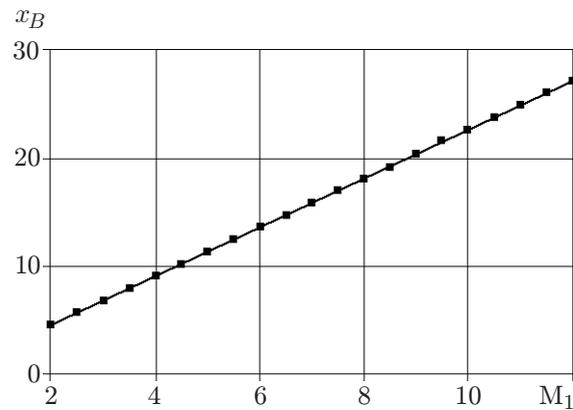


Рис. 5. Зависимость продольной координаты начала обечайки от числа Маха набегающего потока при максимальном расходе

На рис. 5 показана зависимость абсциссы точки  $B$  от числа Маха  $M_1$  при максимальном расходе.

**Численное моделирование течения вязкого газа в построенном воздухозаборнике.** Численное моделирование вязкого течения в рассматриваемом воздухозаборнике выполнялось с помощью программного пакета ANSYS Fluent. Решались осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье — Стокса с использованием SST ( $k-\varepsilon$ )-модели турбулентности. Вдоль стенок задавались условия непроницаемости и адиабатичности пограничного слоя. Воздух рассматривался в качестве термически и калорически совершенного газа с динамической вязкостью, соответствующей закону Сазерленда. Итерационный процесс заканчивался в тот момент, когда невязки достигали 0,01 % максимального значения параметров, а закон сохранения массы выполнялся с погрешностью, не превышающей 0,1 %.

Границы расчетной области показаны на рис. 6. Поскольку имеет место радиальная симметрия, рассчитывалась только половина поля. Число узлов расчетной сетки составляло 3858 000. На левой границе расчетной области задавались параметры набегающего потока: число Маха  $M_1 = 4$ , статическое давление  $p_1 = 101\,325$  Па, статическая температура  $T_1 = 293,2$  К.

На рис. 6 видно, что после начального поворота поток ускоряется в веее волн разрежения (число Маха увеличивается от значения  $M_1 = 4$  до значения  $M_1 \approx 5$ ). Начиная с сечения 6 в поле течения образуется ограниченная висячим скачком уплотнения зона изоэнтропического торможения, в которой число Маха потока уменьшается от значения

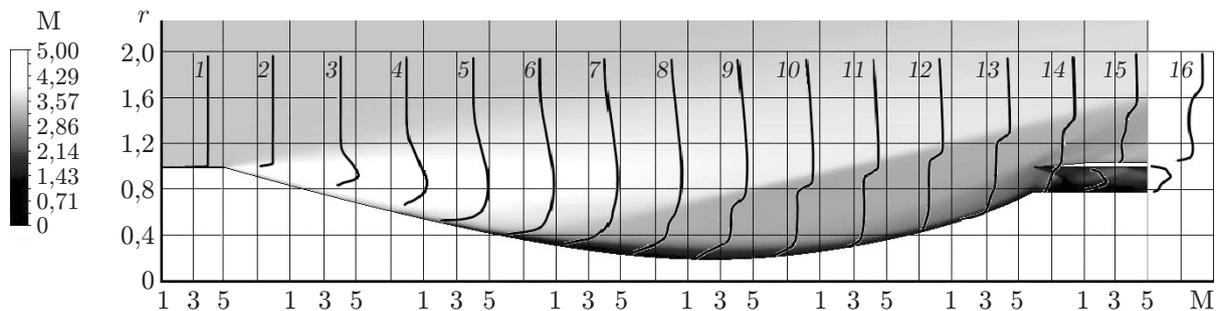


Рис. 6. Поле и эпюры чисел Маха:  
1-16 — номера сечений в расчетной области

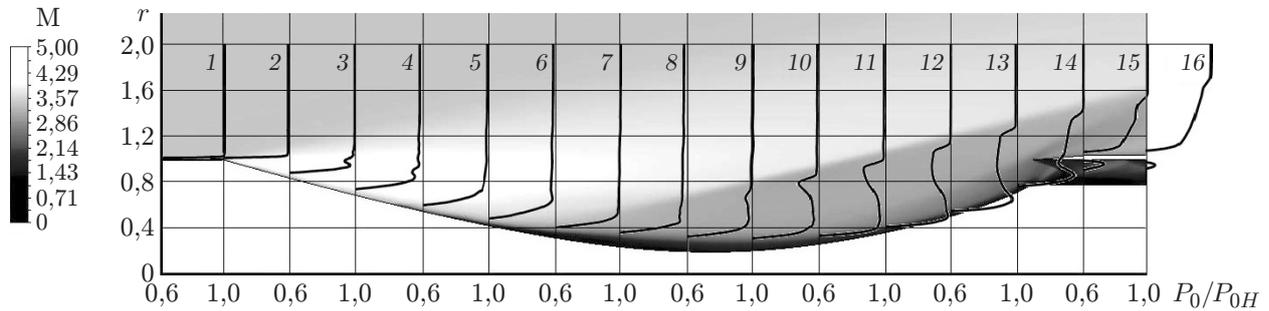


Рис. 7. Поле чисел Маха и эпюры относительного полного давления:  
1–16 — номера сечений в расчетной области

Интегральные характеристики течения на входе в “горло” воздухозаборника

Течение	$F_{\Gamma}/F_M$	$P_0/P_{0H}$	$M_{\Gamma}$	$G_{\Gamma}/G_M$	$p_{\Gamma}/p_H$
Невязкое	0,3137	0,8700	2,8350	0,8070	5,2470
Вязкое	0,3137	0,7320	2,6129	0,7664	5,3210

$M_1 = 4,5$  до значения  $M_1 = 3,5$ . Перед входом в канал воздухозаборника число Маха потока  $M_1 \leq 3$ . При рассматриваемых начальных условиях и выбранной геометрии течения поток в “горле” воздухозаборника остается в среднем сверхзвуковым, что свидетельствует о запуске воздухозаборника.

На рис. 7 приведены поле чисел Маха и эпюры относительного полного давления  $P_0/P_{0H}$  в 16 равноотстоящих друг от друга сечениях ( $P_0$  — полное давление в данной точке потока;  $P_{0H}$  — полное давление в набегающем потоке). Видно, что вследствие появления висячего скачка уплотнения полное давление потока в зоне торможения уменьшается на 10–15 %. На входе в “горло” воздухозаборника происходит поворот потока в направлении оси течения через дополнительный скачок уплотнения, в котором полное давление дополнительно уменьшается на  $20 \div 25$  %. В данном случае потери полного давления соответствуют реальному течению вязкого газа с пограничным слоем. Ясно, что в изоэнтропическом течении, рассчитанном с помощью метода характеристик, потери полного давления отсутствуют.

В таблице приведены осредненные по площади интегральные значения характеристик течения на входе в “горло” воздухозаборника. Геометрическая степень сжатия  $F_{\Gamma}/F_M$  равна отношению площади кольцевого сечения “горла”  $F_{\Gamma}$  к площади миделева сечения  $F_M$  летательного аппарата. Коэффициент расхода  $G_{\Gamma}/G_M$  равен отношению расхода  $G_{\Gamma}$  в минимальном сечении к расходу  $G_M$  через миделево сечение в набегающем потоке. Параметры вязкого течения, приведенные в таблице, получены в расчетах для воздуха с динамической вязкостью  $\mu = 1,85 \cdot 10^{-5}$  Па·с, параметры невязкого течения — для воздуха с динамической вязкостью  $\mu = 1,85 \cdot 10^{-10}$  Па·с, т. е. с пренебрежимо малой вязкостью.

Из таблицы следует, что замена изоэнтропического течения расширения на реальное течение сжатия в построенном геометрическом контуре даже при отсутствии вязкости приводит к образованию висячего скачка уплотнения и уменьшению полного давления в потоке на 13 %. Наличие вязкости вызывает дополнительные потери полного давления в пограничном слое, которое уменьшается еще на 13,8 % по сравнению с давлением в невязком потоке. Остальные параметры потока при изменении значения динамической вязкости изменяются менее существенно: число Маха — на 8,5 %, расход — на 5,3 %, степень повышения статического давления — на 1,4 %.

Реальные конструкции осесимметричных туннельных воздухозаборников, построенных с использованием предлагаемого метода, рассмотрены в [10]. Заметим, что на этапе создания реальной конструкции можно выполнить оптимизацию контура воздухозаборника с учетом определенных требований к конструкции. Такой подход использовался при создании профилированных гиперзвуковых сопел аэродинамической трубы АТ-303 [11].

**Заключение.** Предложен метод построения контуров сверхзвуковых туннельных воздухозаборников с использованием метода характеристик и свойства обратимости изоэнтропических сверхзвуковых течений. В качестве примера построен контур туннельного воздухозаборника, размещенного на боковой поверхности летательного аппарата и не имеющего элементов, выступающих за поверхность его корпуса. Результаты расчета течения вязкого газа в построенном контуре показали, что наличие скачков уплотнения и пограничного слоя приводит к ухудшению основных характеристик воздухозаборника и, в частности, к уменьшению коэффициента восстановления полного давления на 26,8 %. Оптимизация характеристик воздухозаборника может быть выполнена путем корректировки базового изоэнтропического контура на этапе создания реальной конструкции.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Connors J. F., Woollett R. R.** Characteristics of flow about axially symmetric isentropic spikes for nose inlets at Mach number 3.85. Washington, 1954. (Paper / NASA; N RM E54F08).
2. **Елисеев С. Н.** Таблицы контуров центральных тел осесимметричных воздухозаборников с изоэнтропическим торможением потока для чисел  $M_p = 1,8 \div 5$ . М.: Центр. аэрогидродинам. ин-т, 1972. (Тр. Центр. аэрогидродинам. ин-та; Вып. 1409).
3. **Блохин А. М., Гутов Б. И., Затолока В. В. и др.** Конвергентные входные диффузоры и осесимметричные сверхзвуковые течения сжатия Буземана // Сборник аэрофизических исследований. Новосибирск: Ин-т теорет. и прикл. механики СО АН СССР, 1972. С. 105–108.
4. **Ramasubramanian V., Starkey R., Lewis M.** Numerical simulations of Busemann hypersonic inlets at finite flight angles. S. 1., 2008. (Paper / AIAA; N 2008-7497).
5. **Пат. 134516 РФ, В 64 D.** Малогабаритный туннельный воздухозаборник воздушно-реактивного двигателя дозвукового летательного аппарата / А. Ф. Чевагин, В. Ф. Третьяков, А. В. Кажан, В. Г. Кажан. Опубл. 19.04.13.
6. **Замарахин В. А., Кирюхин И. В., Швыкин Ю. С.** Способ повышения эффективности утолщенного воздухозаборника // Оборон. техника. 2014. № 10. С. 15–19.
7. **Теория оптимальных аэродинамических форм** / Под ред. А. Миеле. М.: Мир, 1969.
8. **Галкин В. М., Волков Ю. С.** Сравнение базисных функций в прямой задаче профилирования сверхзвуковой части сопла // Сиб. журн. индустр. математики. 2004. Т. 7, № 4. С. 48–58.
9. **Волков Ю. С., Галкин В. М.** О выборе аппроксимаций в прямых задачах построения сопла // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 2007. Т. 47, № 5. С. 923–936.
10. **Брагунцов Е. Я., Внучков Д. А., Галкин В. М., Звегинцев В. И.** Проектирование туннельных воздухозаборников изоэнтропического сжатия для осесимметричных летательных аппаратов // Тез. докл. 13-й Междунар. конф. “Авиация и космонавтика-2014”, Москва, 17–21 нояб. 2014 г. СПб.: Мастерская печати, 2014. С. 111–113.
11. **Аульченко С. М., Галкин В. М., Звегинцев В. И., Шиплюк А. Н.** Численное проектирование многорежимных осесимметричных гиперзвуковых сопел аэродинамической трубы // ПМТФ. 2010. Т. 51, № 2. С. 90–97.

*Поступила в редакцию 19/XII 2014 г.,  
в окончательном варианте — 1/VI 2015 г.*